

文章编号:1001-9014(2007)04-0293-04

准相位匹配光参量振荡器理论与优化设计

周斌斌, 陈云琳, 袁建伟, 陈绍林, 颜彩繁, 许京军, 张光寅
(南开大学 物理学院弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300071)

摘要:研究了准相位匹配条件下光学参量振荡理论,对单谐振情况下参量增益同极化反转周期的关系进行了讨论;从理论上详细地分析了准相位匹配参量振荡器中谐振腔长度、晶体长度、抽运光脉宽以及信号光输出透过率对建立振荡所需泵浦光能量阈值大小的影响,并通过实验验证了理论分析的适用性。

关键词:准相位匹配;参量振荡器;能量阈值

中图分类号:0437.1; TN733 **文献标识码:**A

QUASI-PHASE-MATCHED OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR AND ITS OPTIMAL DESIGN

ZHOU Bin-Bin, CHEN Yun-Lin, YUAN Jian-Wei, CHEN Shao-Lin,
YAN Cai-Fan, XU Jin-Jun, ZHANG Guang-Yin

(The Key Laboratory of Weak Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education, Nankai University, Tianjin 300071, China)

Abstract: Based on analyzing optical parametric oscillator (OPO) in the quasi-phase-matched condition, the relationship between the grating period and parametric gain was discussed in singly-resonant optical parametric oscillators. Then, the dependence of threshold energy on the cavity length, the crystal length, the pump pulsewidth and the signal wave output coupling was analyzed in detail. Finally, the theory was proved applicable by our experiments.

Key words: quasi-phase-matched; optical parametric oscillator; threshold energy

引言

近年来,随着周期极化铁电晶体微结构材料的迅猛发展,应用此类材料实现非线性光学波长转换为人们呈现了一种全新的准相位匹配(QPM)非线性光学波长转换理论^[1],其中准相位匹配周期极化铌酸锂晶体(PPLN),由于其具有在非线系数最大方向上实现相位匹配,并能实现90°非临界相位匹配等许多非线性晶体所没有的优点,为激光变频提供了更广阔的应用前景。

目前,对准相位匹配光参量振荡实验报道已很多^[2-5],而关于准相位匹配条件下的光参量振荡理论却少见文献报道。本文从三波耦合波方程出发,对准相位匹配光参量振荡进行了理论研究,定量地分析了泵浦光能量阈值同OPO中谐振腔长、晶体长度、抽运光脉宽以及信号光输出透过率的

关系,并通过实验验证了理论分析的适用性。

1 理论分析

在准相位匹配晶体中有效非线性极化率 $\chi_{eff}^{(2)}$,是空间坐标的周期函数, $\chi_{eff}^{(2)}(z) = \chi_{eff}^{(2)} \cdot (\sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{i2\pi m z/\Lambda})$, m 为准相位匹配的阶数, Λ 为光栅反转周期。准相位匹配介质中耦合波方程可表示为

$$\begin{cases} \frac{dE_s}{dz} = \frac{i\omega_s}{cn_s} \chi_{eff}^{(2)} G_m E_p E_i^* \exp[-i(\Delta k - 2\pi m/\Lambda)z] \\ \frac{dE_i}{dz} = \frac{i\omega_i}{cn_i} \chi_{eff}^{(2)} G_m E_p E_s^* \exp[-i(\Delta k - 2\pi m/\Lambda)z] \\ \frac{dE_p}{dz} = \frac{i\omega_p}{cn_p} \chi_{eff}^{(2)} G_m E_s E_i \exp[-i(\Delta k - 2\pi m/\Lambda)z] \end{cases} \quad (1)$$

其中, $\Delta k = k_s + k_i - k_p$ 。采用小信号增益近似,即认为泵浦光波在参量作用过程中沿 z 方向的损耗很小;同时假

收稿日期:2006-08-31,修回日期:2007-01-09

Received date: 2006-08-31, revised date: 2007-01-09

基金项目:国家自然科学基金(60544004,90501004)和长江学者及高校创新团队(IRT0419)资助项目

作者简介:周斌斌(1981-),男,湖北大冶人,硕士研究生,主要从事非线性光学及激光器件研究。

定准相位匹配晶体长度为 L , 则依据边界条件, 在 $z=0$ 处, $E_s = E_s(0), E_i = E_i(0)$, 则由方程(1)可得到

$$E_s(L) = E_s(0) \exp \left[-i \frac{(\Delta k - 2\pi m/\Lambda)L}{2} \right] \left[\cosh gL + i \frac{\Delta k}{2g} \sinh gL \right] + \frac{\omega_s \chi_{eff}^{(2)}}{c n_s g} E_p E_i^*(0) \exp \left[-i \frac{(\Delta k - 2\pi m/\Lambda)L}{2} \right] \sinh gL, \quad (2)$$

其中 $g = [\Gamma^2 - (\Delta k - 2\pi m/\Lambda)/4]^{1/2}, \Gamma^2 = \frac{4\omega_s \omega_i}{\pi^2 c^2 n_s n_i} |\chi_{eff}^{(2)}|^2 |E_p|^2$.

若晶体前端面只有信号光入射, 即 $E_i(0) = 0$, 则信号光能量单程增益

$$G = \left| \frac{E_s(L)}{E_s(0)} \right|^2 - 1 = [\Gamma \sinh(gL)/g]^2. \quad (3)$$

在小信号增益近似下: $G \cong \Gamma^2 L^2$. 一阶准相位匹配情况下的单程增益可表示为

$$G = \Gamma^2 L^2 = \frac{4\omega_s \omega_i L^2}{\pi^2 c^2 n_s n_i} |\chi_{eff}^{(2)}|^2 |E_p|^2.$$

在折射率为 n 的介质中, 光强即电磁场辐射能流率 $I_i = P/A = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_i |E_i|^2, i = 1, 2, 3$. 于是, 平面波近似单程参量增益可表示如下

$$G = \frac{8\omega_s \omega_i L^2}{\pi^2 \epsilon_0 c^3 n_p n_s n_i} |\chi_{eff}^{(2)}|^2 \frac{P_p}{A}. \quad (4)$$

1.1 聚焦高斯光束参量增益

以上讨论的是将腔内光电场作平面波近似下的情况. 而在实际运行的准相位匹配光学参量振荡器中, 谐振腔内光束为聚焦高斯光束, 且大都设计成类似非临界相位匹配模式. 在此种条件下, 可将泵浦、信号、闲频光电场分别表示为: $E_{s0} \exp^{-r^2/W_s^2}, E_{i0} \exp^{-r^2/W_i^2}, E_{p0} \exp^{-r^2/W_p^2}$. 以上 3 个光场所产生的极化场也具有高斯分布, 极化场束腰 $\bar{W}_s, \bar{W}_i, \bar{W}_p$ 应满足如下关系:

$$\begin{cases} \frac{1}{\bar{W}_s^2} = \frac{1}{W_s^2} + \frac{1}{W_p^2} \\ \frac{1}{\bar{W}_i^2} = \frac{1}{W_s^2} + \frac{1}{W_p^2} \\ \frac{1}{\bar{W}_p^2} = \frac{1}{W_s^2} + \frac{1}{W_i^2} \end{cases}, \quad (5)$$

而信号光极化场由闲频场与泵浦场混频产生,

$$\text{即: } \exp -\frac{r^2}{\bar{W}_s^2} = \exp -\frac{r^2}{W_i^2} \exp -\frac{r^2}{W_p^2},$$

上式乘以 $\exp -\frac{r^2}{W_s^2}$, 并积分, 可得到

$$\begin{cases} \frac{dE_{s0}}{dz} = \frac{i\omega_s}{c n_s} \chi_{eff}^{(2)} g_s E_{p0} E_{i0}^* \exp(-i\Delta kz) \\ \frac{dE_{i0}}{dz} = \frac{i\omega_i}{c n_i} \chi_{eff}^{(2)} g_i E_{p0} E_{s0}^* \exp(-i\Delta kz) \\ \frac{dE_{p0}}{dz} = \frac{i\omega_p}{c n_p} \chi_{eff}^{(2)} g_p E_{s0} E_{i0} \exp(-i\Delta kz) \end{cases}, \quad (6)$$

其中因子

$$g_j = \frac{2\bar{W}_j^2}{W_j^2 + \bar{W}_j^2}, \quad j = s, i, p, \quad (7)$$

于是式(4)中的参量增益可表示为

$$\Gamma^2 L^2_{Gauss} = \frac{4\omega_s \omega_i L^2}{\pi^2 n_s n_i c^2} |\chi_{eff}^{(2)}|^2 |E_{p0}|^2 g_s g_i, \quad (8)$$

对于单共振参量振荡器, 则类似于式(8), 参量增益可表示为

$$\Gamma^2 L^2_{Gauss} = \frac{4\omega_s \omega_i L^2}{\pi^2 n_s n_i c^2} |\chi_{eff}^{(2)}|^2 |E_{p0}|^2 g_s, \quad (9)$$

由于单共振参量振荡器中, 闲频光场并未建立起振荡, 所以有: $\bar{W}_i = W_i$, 将此式代入方程(5), 并结合方程(7)可得到

$$g_s = \frac{W_p^2}{W_p^2 + W_s^2}. \quad (10)$$

1.2 单谐振参量振荡器起振阈值

上节理论推导为腔内无损耗的理想情况, 以下计及腔内损耗, 建立单谐振参量振荡起振阈值方程.

由式(3)及式(9)可知, 在无损耗情况下, 对聚焦高斯光束单谐振参量振荡器, 信号光单程增益满足以下关系: $E_s(L) = E_s(0) \cosh \Gamma L$,

$$\text{其中: } \Gamma^2 = \frac{4\omega_s \omega_i W_p^2}{\pi^2 c^2 n_s n_i (W_p^2 + W_s^2)} |\chi_{eff}^{(2)}|^2 |E_p|^2,$$

令晶体对光电场吸收系数为 α , 则: $E_s(L) = E_s(0) e^{-\alpha L} \cosh \Gamma L$,

$$\text{单程能量增益: } \left| \frac{E_s(L)}{E_s(0)} \right|^2 = e^{-2\alpha L} \cosh^2 \Gamma L,$$

对于脉冲光泵浦光参量振荡器, 信号光由最初的参量噪声经过在腔内作 m 次渡越后逐渐得到放大. 设泵浦光脉宽为 τ , 在每次信号光渡越期间, 视泵浦光场强度为常数, 即有: $\tau \gg c/n_p L$, 令 $\Gamma = \Gamma_0 e^{-(t/\tau)^2}$, 则对信号光的第 m 次渡越, 其能量可表示为

$$P_m = P_{m-1} |R \cosh^2 [\Gamma_0 \exp - (t_m/\tau)^2 L] e^{-4\alpha L}|, \quad (11)$$

其中 R 为输出耦合镜对输出信号光的反射率. 令谐振腔腔长为 L' , 则谐振腔光学长度为 $l = L' + (n - 1)L$ 对式(12)进行时域积分, 可得

$$\Gamma_0 L = \frac{2}{\sqrt{\pi} \text{erf}(1)} \left[\frac{l}{2\tau c} \ln \left(\frac{P_m}{P_0} \right) + 2\alpha l + \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R}} \right) + \ln 2 \right], \quad (12)$$

又泵浦光阈值能量为

$$J_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \tau I_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \tau (\Gamma_0 L)^2 / k g_s L^2 \quad (13)$$

所以

$$J_0 = \frac{2.25}{k g_s L^2} \tau \left[\frac{l}{2\tau c} \ln \frac{P_n}{P_0} + 2\alpha L + \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + \ln 2 \right]^2 \quad (14)$$

其中 $k = \frac{2\omega_s \omega_i |\chi_{eff}^{(2)}|^2}{n_s n_i n_p \epsilon_0 c^3}$

2 结果分析与讨论

根据以上理论分析对准相位匹配单谐振(SRO)参量振荡器设计进行讨论,由式(9)可知:当 W_s/W_p 越小时, g_s 越大,参量增益越大,考虑到当泵浦光与信号光模式匹配时,光波耦合效果最好,我们取 $W_s = W_p$,此时 $g_s = 1/2$.由式(9),当抽运光功率、聚焦束腰大小及准相位匹配晶体长度一定时,参量增益由产生参量光波长及折射率决定.根据此关系,我们以 PPLN 为例,当以 $\lambda_p = 1.064\mu\text{m}$ 泵浦时,参量增益同极化反转光栅周期关系如图 1 所示.由图 1 可知,在其它条件一定时,当准相位匹配晶体极化周期增大,不同温度下的参量作用增益也随之增大.

以 PPLN 作为参量增益介质,由式(14)讨论单谐振(SRO)光参量振荡器各参量同泵浦光振荡阈值之间的关系. PPLN 有效非线性极化率 $\chi_{eff}^{(2)}$ 为 $\frac{50}{\pi} \times 10^{-12} \text{ m/V}$,吸收系数 α 为 $0.1\%/\text{cm}$;取 $\lambda_p = 1.064\mu\text{m}$ 脉冲光泵浦,在 30°C 下,信号光波长 $\lambda_s = 1.5\mu\text{m}$,则此时对应极化反转周期为 $29.4\mu\text{m}$,闲频光波长 $3.66\mu\text{m}$.曲线拟合时我们取建立稳定振荡时信号光能量为 $100\mu\text{J}$,此时其与起始参量噪声能量 P_0 的比率满足以下关系: $\ln(P_n/P_0) = 33$.

图 2 ~ 图 5 表示泵浦光能量阈值同谐振腔各参

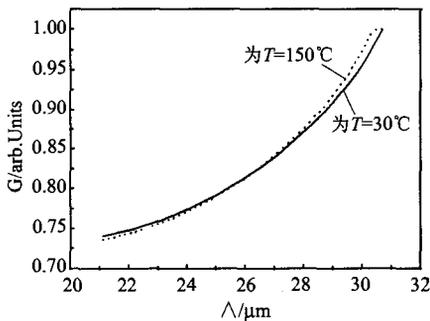


图 1 极化反转光栅周期同参量增益的关系——为 $T = 30^\circ\text{C}$,.....为 $T = 150^\circ\text{C}$
Fig. 1 The relationship between the grating period and the parametric gain

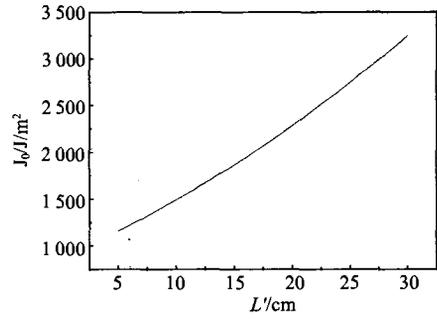


图 2 泵浦光能量密度阈值同谐振腔长度的关系,晶体长度为 50mm ,泵浦光脉宽为 20ns ,输出耦合透过率为 5%
Fig. 2 The dependence of threshold energy on the cavity length. Crystal length: 50mm , pump pulsewidth: 20ns , output transmittance: 5% .

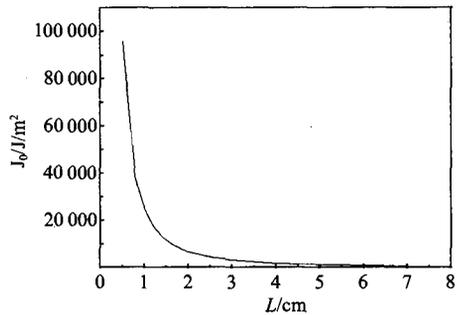


图 3 泵浦光能量密度阈值同准相位匹配晶体长度的关系,谐振腔长度为 70mm ,泵浦光脉宽为 20ns ,输出耦合透过率为 5%
Fig. 3 The dependence of threshold on the crystal length. Cavity length: 70mm , pump pulsewidth: 20ns , output transmittance: 5%

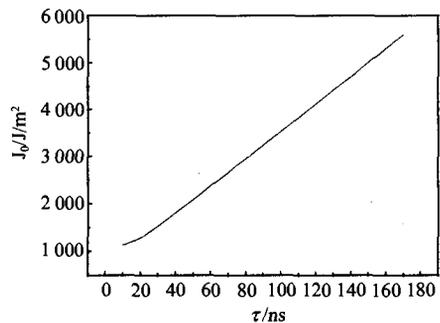


图 4 泵浦光能量密度阈值同泵浦光脉冲宽度的关系,晶体长度为 50mm ,谐振腔长为 70mm ,输出耦合透过率为 5%
Fig. 4 The dependence of threshold energy on the pump pulsewidth. Crystal length: 50mm , cavity length: 70mm , output transmittance: 5%

数的关系.由图可见,准相位匹配晶体的长度对光参量振荡阈值影响最大,其它参数不变时,随着晶体长度的增大,振荡阈值大幅度降低;同时,为保证晶体内部光波耦合效率,晶体长度同聚焦束腰之间须满足

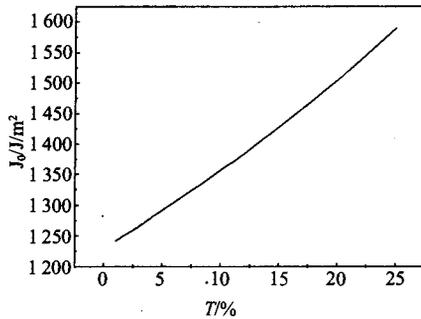


图5 泵浦光能量密度阈值同输出耦合透过率的关系,晶体长度为50mm,谐振腔长为70mm,泵浦光脉宽为20ns

Fig. 5 The dependence of threshold energy on the output transmittance. Crystal length: 50mm, cavity length: 70mm, pump pulsewidth: 20ns

共聚焦条件^[7];故在参量振荡设计中,为降低振荡阈值,应在满足共聚焦条件基础上,选择较大的晶体长度 L 。谐振腔长度的增加也会使振荡阈值提高,同时,由谐振腔理论可知,菲涅耳数同腔长成反比,大的腔长会导致较小的菲涅耳数,从而导致谐振腔内衍射损耗增大,故在谐振腔长度的选择上,以略大于晶体长度为宜,这同大部分文献的实验报导相一致。振荡阈值随着泵浦光脉宽以及输出透射率的增大而增加,但变化幅度并不明显。

3 实验验证

为了验证上述理论的适用性,我们进行了相关实验。实验用抽运源为调Q Nd:YAG激光器,输出波长为 $1.064\mu\text{m}$,重复频率1KHz,脉宽为200ns。OPO谐振腔为平凹腔,输入镜为平面镜,对抽运透过率大于95%,对信号光高反;输出镜为曲率半径10cm的凹面镜,对信号光的透过率为5%,腔镜对闲频光都是高吸收,对信号光单谐振。晶体采用长度为5cm PPLN晶体,极化反转周期为 $29.4\mu\text{m}$,晶体置于一精密控温炉中。抽运光经透镜系统聚焦耦合到晶体中,光腰与谐振腔本征模匹配。在实验中,当保持其它条件不变,改变谐振腔腔长时,信号光建立振荡所需的抽运光能量密度阈值如图6所示。

考虑到谐振腔内各种损耗以及实验误差,可以认为理论分析与实验值基本相符合,理论分析有较好的适用性。

4 结语

本文对准相位匹配光参量振荡器进行了理论研究,推导了聚焦高斯光束条件下准相位匹配光参量

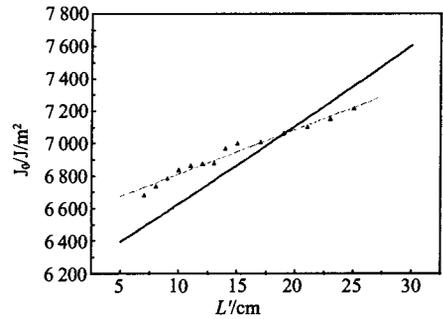


图6 泵浦光能量密度阈值同谐振腔长度的关系,实线为理论计算曲线三角形点为实验测量值,虚线为实验值拟合曲线
Fig. 6 The relationship between threshold energy and cavity length. The solid curve is theoretical value, the triangles is experimental value, and the dashed curve is its fitted curve

理论,在此基础上,详细讨论了准相位匹配单谐振参量振荡器中各参数对参量增益以及振荡阈值的影响,给出了谐振腔及晶体长度、抽运光脉宽以及信号光输出透过率同泵光能量阈值的定量关系,并通过实验对此理论关系的适用性进行了验证。本文对实际准相位匹配光参量振荡器设计起到一定的指导作用。

REFERENCES

- [1] CHEN Yun-Lin, LUO Yong-Feng, GUO Juan, *et al.* Theoretical research of quasi-phase-matched all-optical wavelength conversion in LiNbO₃ waveguides [J]. *J. Infrared Millim. Wave* (陈云琳, 罗勇峰, 郭娟, 等. 准相位匹配 LiNbO₃ 波导全光波长变换的理论研究. *红外与毫米波学报*), 2004, **23**(5): 367—370.
- [2] Debuisschert T, Raffy J, Pochelle J P, *et al.* Intracavity optical parametric oscillator: study of the dynamics impulsed regime [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1996, **13**(7): 1569—1587.
- [3] Myers L E, G D Miller, R C Eckardt, *et al.* Quasi-phase-matched $1.064\mu\text{m}$ pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO₃ [J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(1): 52—54.
- [4] Myers L E, W R Bosenberg. Periodically poled lithium niobate and quasi-phase-matched optical parametric oscillators [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(10): 1663—1772.
- [5] Lefort L, K Puech, S D Butterworth, *et al.* Efficient, low-threshold synchronously-pumped parametric oscillation in periodically-poled lithium niobate over the $1.3\mu\text{m}$ to $5.3\mu\text{m}$ range [J]. *Optics communications*, 1998, **152**(1): 55—58.
- [6] Byer R L, Harris S E. Power and bandwidth of spontaneous parametric emission [J]. *Phys. Rev.*, 1968, **168**(3): 1064—1068.
- [7] Yariv A, Yeh P. *Optical Wave in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation* [M]. New York: J. Wiley Press, 1984.